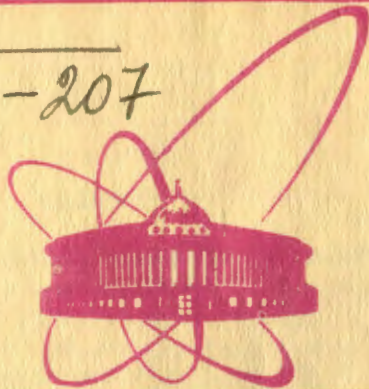


И-207



e  
f

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

2293 / 2-81

№5-81

P4-80-875

С.П.Иванова, Ю.Н.Шубин

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ В РЕАКЦИЯХ  
С КАСКАДНЫМ ИСПАРЕНИЕМ ЧАСТИЦ  
И ПЛОТНОСТЬ УРОВНЕЙ ЯДЕР

*Направлено в ЯФ*

1980

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование ядерных реакций, проходящих с участием сложных высоковозбужденных состояний ядер, проводится обычно на основе статистической теории, поскольку вклад равновесного механизма во многих случаях оказывается подавляющим. Определяющую роль во всех практических приложениях статистической теории ядерных реакций играет плотность уровней возбужденных ядер. Для ее описания широко используется модель ферми-газа<sup>/1/</sup>, в которой основным является параметр  $\alpha$  плотности уровней, связанный с плотностью одночастичных состояний вблизи энергии Ферми. Известно, что на величину параметров модели оказывают существенное влияние как оболочечная структура одночастичного спектра, так и парные корреляции сверхпроводящего типа<sup>/2,3/</sup>. В результате параметр плотности уровней модели ферми-газа оказывается зависящим от энергии возбуждения. Тем не менее эта модель продолжает использоваться в многочисленных приложениях, однако вместо энергии возбуждения вводится эффективная энергия  $U_{эфф} = U - \delta$ , где величина  $\delta$  определяется таким образом, чтобы можно было описать различия в плотности уровней четных и нечетных ядер.

Наиболее обширная и точная информация о плотности возбужденных состояний ядер получается из данных по плотности нейтронных резонансов. На основе этих данных были построены различные систематики параметров плотности уровней<sup>/4-7/</sup>, используемые в различных приложениях.

Параметры этих систематик довольно заметно различаются. Поэтому необходимо привлечение данных из других источников: прямой счет уровней при малых энергиях /до энергии связи/, данные анализа флуктуации ширин и, наконец, информация об энергетической зависимости плотности уровней из спектров частиц, покидающих сильновозбужденные ядра. Большая часть таких спектров уже давно анализируется с помощью известного соотношения Вайскопфа<sup>/8/</sup>

$$N(E) dE = \text{const} \cdot E \cdot \sigma_c(E) \cdot w(U) dE, \quad /1/$$

где  $N(E)$  - спектральная интенсивность вылета нуклона с энергией  $E$ ,  $\sigma_c(E)$  - сечение обратного процесса,  $w(U)$  - плотность возбужденных состояний остаточного ядра с энергией возбужде-

ния  $U$ . Энергия  $E$  частицы в выходном канале и энергия возбуждения  $U$  остаточного ядра связаны соотношением

$$U = E_p + Q - E, \quad /2/$$

где  $E_p$  - энергия налетающей частицы в системе центра масс,  $Q$  - энергия реакции.

При выводе соотношения /1/ совершенно не учитывалось влияние углового момента. Строгое выражение для энергетического распределения, проинтегрированного по углам, имеет вид /9.10/:

$$\frac{d\sigma_{ab}}{dE_b} = \frac{\pi}{k^2 (2I_a + 1)(2i_a + 1)} \sum_{S_a = |I_a - i_a|}^{I_a + i_a} \sum_{\ell_a = 0}^{\infty} T_a^{\ell_a} (E_a) \times \quad /3/$$

$$\times \sum_{J_a = |I_a - S_a|}^{\ell_a + S_a} \frac{2J + 1}{G(J)} \sum_{\ell_b = 0}^{\ell_b} T_b^{\ell_b} (E_b) \sum_{S_b = |J - \ell_b|}^{J + \ell_b} \sum_{I_b = |S_b - i_b|}^{S_b + i_b} \rho_b(U_b, I_b),$$

где  $I_a, i_a, J, I_b, i_b$  - спины ядра-мишени, налетающей частицы, компаунд-ядра, остаточного ядра вылетающей частицы, соответственно.

Если коэффициенты проницаемости зависят только от орбитального момента, уравнение /3/ можно преобразовать к уравнению, подобному /1/ /9/, при предположении, что зависимость плотности уровней от спина имеет вид

$$\rho(U, J) = (2J + 1) \rho(U, J = 0). \quad /4/$$

Тогда в уравнении /1/ вместо полной плотности состояний будет стоять плотность уровней со спином, равным нулю. Плотность возбужденных состояний в модели ферми-газа дается выражением /1/

$$w(U) = \frac{\sqrt{\pi}}{12 a^{1/4}} \frac{1}{(U - \delta)^{5/4}} e^{-2\sqrt{a(U - \delta)}}. \quad /5/$$

Для плотности уровней с данным спином можно написать /1/

$$\rho(U, J) = \frac{(2J + 1)}{24 \sqrt{2} \sigma^3} \frac{a^{-1/4}}{(U - \delta)^{5/4}} \exp \left\{ 2\sqrt{a(U - \delta)} - \frac{J(J + 1)}{2\sigma^2} \right\}. \quad /6/$$

Здесь  $\sigma$  - параметр спиновой зависимости плотности уровней. Обычно проводимый анализ спектров частиц на основе соотношения /1/ заключается в определении ядерной температуры

$$\frac{1}{T} = \frac{d}{dU} \ln \rho(U) \quad /7/$$

по энергетической зависимости  $\ln \left\{ \frac{N(E)}{E \sigma_c(E)} \right\}$ , если сечение обратного процесса моделируется тем или иным образом. Затем по ядерной температуре определяется параметр плотности уровней

$$a = \left( \frac{1}{T} + \frac{n}{U} \right)^2 U. \quad /8/$$

Значение  $n$  определяется показателем степени предэкспоненциального множителя в выражении для плотности состояний /5/-/6/ и эффективно связано с шириной интервала угловых моментов, участвующих в данном процессе. Параметр плотности уровней можно извлекать непосредственно из наклона величины  $\ln \{ N(E)(U-\delta)^n / E \sigma_c \}$  в зависимости от  $(U-\delta)^{1/2}$ . Такой анализ проводился во многих работах, где изучались спектры как нейтронов, так и заряженных частиц /11/. Была получена информация в широкой области массовых чисел, которая, однако, является несколько противоречивой, поскольку до сих пор не ясно, насколько полученные параметры отличаются от данных по плотности нейтронных резонансов и совпадают ли их значения, определенные по нейтронным спектрам и спектрам заряженных частиц. Ответ на этот вопрос связан с оценкой точности тех приближений, которые используются при таком анализе, роли углового момента.

Из-за сложности точной теории и необходимости проведения громоздких численных расчетов было предпринято лишь несколько попыток сравнения результатов, полученных на основе точной теории и с использованием соотношения Вайскопфа /1/ /11,12/ в работе /12/ изучались спектры частиц в реакциях с заряженными частицами  $(p,p')$ ,  $(p,\alpha)$ ,  $(\alpha,p)$ ,  $(\alpha,\alpha')$  в области массовых чисел  $A \sim 60$  при энергиях налетающих протонов  $E_p = 11 \div 13$  МэВ и альфа-частиц  $E_\alpha = 14 \div 17$  МэВ. Экспериментальные спектры анализировались на основе точных соотношений /3/, откуда были определены параметры плотности уровней  $a$  и  $\delta$ . Затем эти же параметры определялись с помощью приближенного соотношения Вайскопфа /1/. Значения оказались зависящими от типа изучаемой реакции.

В работах, в которых анализируются спектры частиц на основе соотношения /1/, используются различные значения  $n$ , и извлекаемые параметры могут сильно отличаться. Кроме того, для использования соотношения /1/ надо, чтобы значение энергетического сдвига  $\delta$  было заранее известно. Поэтому для точного определения параметра  $a$  плотности уровней модели ферми-газа необходимо использовать строгую теорию, в которой угловой момент учитывается непосредственно. В работе /13/ изучались спектры нейтронов в реакциях  $(\alpha,n)$  и  $(p,n)$  при энергии прото-

нов  $E_p = 8 \pm 15$  МэВ и  $\alpha$ -частиц  $E_\alpha = 12 \pm 20$  МэВ. Извлеченные параметры оказались в основном в пределах, даваемых систематиками /4-6/. Такой вывод кажется довольно неопределенным, если учесть, что значения параметров в этих систематиках варьируются в широких пределах.

## 2. МЕТОД РАСЧЕТА И АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Получение дальнейшей информации об энергетической зависимости плотности уровней, влиянии оболочечной структуры и остаточных взаимодействий связано с расширением области энергий, поэтому изучение реакций при больших энергиях является весьма желательным /14/. Однако с увеличением энергии налетающих частиц процесс усложняется, поскольку возрастает вклад больших моментов, становится возможным вылет нескольких частиц, и проведение расчетов на основе точной теории еще более затруднительно. В такой ситуации возрастает роль простых аппроксимаций и связанная с этим оценка тех приближений, которые при этом используются.

В данной работе на основе теории каскадного испарения частиц анализируются спектры нейтронов в реакциях  $(\alpha, xn)$ ,  $(p, xn)$ ,  $(n, xn)$  при энергиях налетающих частиц  $E_p = 14$  МэВ для нейтронов,  $E_p = 22$  МэВ для протонов и  $E_\alpha = 45$  МэВ для  $\alpha$ -частиц. Расчет проводился с точным учетом углового момента на каждом этапе испарительного каскада на основе программы GROGI-2/15/, позволяющей детально проследить за распадом возбужденного составного ядра с вылетом нейтронов, протонов, альфа-частиц и гамма-квантов. Все эти виды распадов, включая дипольные и квадрупольные гамма-кванты, свободно конкурируют в соответствии с фазовым объемом в каждом канале.

Начальное распределение  $R_\mu(\bar{E}, \bar{J})$  составного ядра по энергии и угловому моменту определяется на основе оптической модели с коэффициентами проницаемости /16/, вычисленными с параметрами, рекомендованными в работах /17-19/. Затем для каждого значения энергии и спина  $(\bar{E}, \bar{J})$  рассчитывается распределение остаточного ядра  $P_{\mu-1}(E, J)$ , т.е. для каждого вида распада и всех возможных значений  $(E, J)$  вычисляются величины

$$R_{\mu i}(\bar{E}, \bar{J}; E, J) = \rho_i(E, J) \sum_{s=|\bar{J}-s|}^{\bar{J}+s} \sum_{l=|\bar{J}-s|}^{\bar{J}+s} T_{il}(E_n), \quad /9/$$

где  $i$  обозначает вылетающую частицу /нейтрон, протон или альфа-частица/,  $\rho_i(E, J)$  - плотность уровней остаточного ядра,  $s$  - спин вылетающей частицы,  $T_{il}(E_n)$  - коэффициент проницаемости этой частицы с энергией  $E_n$  и орбитальным моментом  $l$ . Эта величина  $R_{\mu i}(\bar{E}, \bar{J}; E, J)$  пропорциональна вероятности эмиссии части-

цы  $i$  из ядра  $\mu$ . Для радиационного канала соответствующее выражение вероятности эмиссии имеет вид:

$$R_{\mu\nu}(\bar{E}, \bar{J}; E, J) = \sum_L \xi_L E_\gamma^{2L+1} \rho_\mu(E, J), \quad /10/$$

где  $E_\gamma$  - энергия фотона,  $L$  - мультипольность перехода,  $\xi_L$  - константа, обеспечивающая нормировку по экспериментальному значению радиационной ширины. Нормированная вероятность эмиссии дается отношением

$$G_{\mu i}(\bar{E}, \bar{J}; E, J) = R_{\mu i}(\bar{E}, \bar{J}; E, J) / G, \quad /11/$$

где

$$G = \sum_i \sum_J \int R_{\mu i}(\bar{E}, \bar{J}; E, J) dE. \quad /12/$$

Суммирование по возможным типам распада включает дипольные и квадрупольные гамма-кванты и три вида частиц.

Распределение дочернего ядра по энергии и моменту определяется соотношением

$$P_{\mu-1}(E, J) = \sum_{\bar{E}} \sum_{\bar{J}} P_\mu(\bar{E}, \bar{J}) G_{\mu k}(\bar{E}, \bar{J}; E, J). \quad /13/$$

Спектр вылетающей частицы  $i$  имеет вид

$$s_{\mu i}(E_n) = \sum_{\bar{E}} \sum_{\bar{J}} P_\mu(\bar{E}, \bar{J}) \sum_J R_{\mu i}(\bar{E}, \bar{J}; E, J). \quad /14/$$

После расчетов величин /9/-/14/ всех возможных видов распада для точки  $(\bar{E}, \bar{J})$  в материнском ядре, эти же величины рассчитываются и для всех остальных точек начального распределения, а полученные нормированные вклады суммируются. Вновь созданное распределение дочернего ядра становится исходным на следующем шаге испарительного каскада, и вся процедура повторяется.

Важнейшей характеристикой этих расчетов является плотность уровней  $\rho_i(U, J)$ , которая выбиралась в модели ферми-газа /6/.

На рис. 1 представлены результаты расчетов спектров нейтронов в реакции  $^{181}\text{Ta}(\alpha, n)$  при энергии альфа-частиц 45 МэВ для различных наборов параметров плотности уровней  $a$  и  $\delta$ , приведенных в табл. 1 для каждого шага испарительного каскада во всех конкурирующих каналах. Здесь же приведены экспериментальные данные из работы /14/ по спектрам нейтронов, проинтегрированным по углам. Светлыми кружками показаны полные спектры, темными - вклад равновесной компоненты, полученной путем выделения вклада, асимметричного относительно угла  $90^\circ$ . Вклад асимметричной компоненты в целом оценивается в пределах  $7 \pm 10\%$  /14/

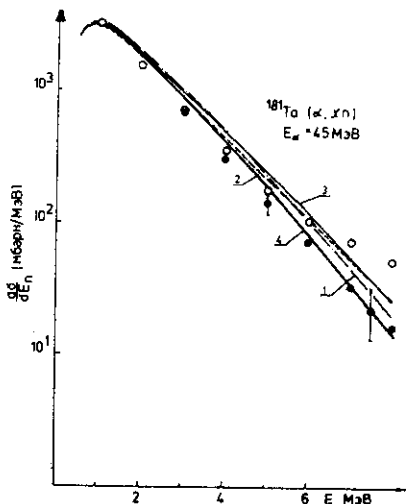


Рис. 1. Результаты расчетов спектров нейтронов в реакции  $^{181}\text{Ta}(\alpha, xn)$  при энергии альфа-частиц  $E_\alpha = 45$  МэВ и экспериментальные данные<sup>14/</sup>. Светлые кружки - полный спектр, темные - равновесная его часть. Параметры расчета приведены в табл. 1 для каждого этапа испарительного каскада во всех конкурирующих каналах.

Таблица 1

Параметры плотности уровней, использованные в расчетах спектров в реакции  $^{181}\text{Ta}(\alpha, xn) \rightarrow ^{180}\text{Re}$ , /рис.1/

№ ша-га	$a$	$\delta$	$a_n$	$\delta_n$	$a_p$	$\delta_p$	$a_\alpha$	$\delta_\alpha$
	МэВ <sup>-1</sup>	МэВ <sup>-1</sup>	МэВ <sup>-1</sup>	МэВ	МэВ <sup>-1</sup>	МэВ	МэВ <sup>-1</sup>	МэВ
1	24,0	0,01	24,0	-0,01	24,0	0,01	24,0	0,01
	20,0	0,01	20,0	+0,01	20,0	0,01	20,0	0,01
	18,0	0,01	18,0	+0,01	18,0	0,01	18,0	0,01
	16,0	0,01	16,0	+0,01	16,0	0,01	16,0	0,01
	12,0	0,01	12,0	+0,01	12,0	0,01	12,0	0,01
2	18,64	-0,8	18,0	-0,8	18,0	-0,8	18,0	-0,8
	24,53	0	24,4	1,2	24,4	1,2	24,0	
	24,4	1,2	24,3	0	24,27	2,4	23,87	
	24,27	0	24,1	1,2	24,13	1,2	23,73	
	24,13	1,2	24,0	0	24,0	2,4	23,6	
3	20,0	0,01	20,2	0,01	19,7	0,4	19,4	-0,8
	20,2	0,01	20,0	0,01	18,4	-0,7	19,4	-0,3
	20,0	0,01	20,0	-0,8	19,7	0,4	19,0	-0,4
	20,0	-0,8	20,0	0,01	20,0	0,01	20,0	0,01
	20,0	0,01	20,0	-0,4	20,0	0,01	20,0	0,01
4	24,67	1,2	24,53	0	24,53	2,4	24,13	1,2
	24,53	0	24,4	1,2	24,4	1,2	24,0	0
	24,4	1,2	24,27	0	24,27	2,4	23,87	1,2
	24,27	0	24,13	1,2	24,13	1,2	23,73	0
	24,13	1,2	24,0	0	24,0	2,4	23,6	1,2

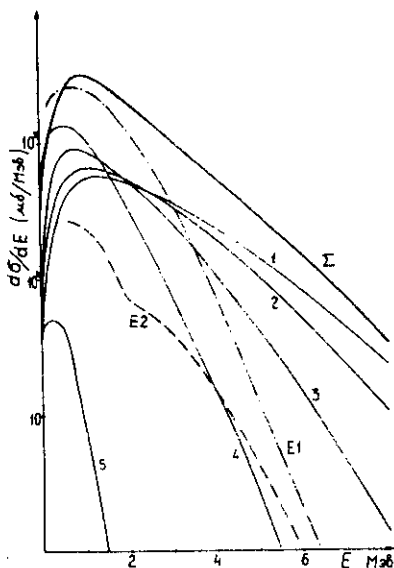


Рис. 2. Спектры нейтронов на каждом этапе испарительного каскада, а также суммарный выход нейтронов и гамма-квантов. Цифры у кривых обозначают номер этапа,  $\Sigma$  - суммарный спектр нейтронов,  $E_1$  - дипольные,  $E_2$  - квадрупольные гамма-кванты.

На рис. 2 показаны результаты расчетов спектров нейтронов в реакции  $^{181}\text{Ta}(\alpha, xn)$  при энергии альфа-частиц 45 МэВ на каждом этапе испарительного каскада, а также суммарный спектр нейтронов и гамма-квантов /дипольных и квадрупольных/. Цифры у кривых обозначают номер этапа испарительного каскада нейтронов. Из рисунка видно, что в жест-

кую часть спектра основной вклад дает первый нейтрон, а мягкая часть спектра определяется, в основном нейтронами, испускаемыми на последующих этапах испарительного каскада - вторым, третьем, четвертом.

Обращает на себя внимание резкое уменьшение вклада нейтронов на последнем, пятом этапе. Несмотря на значительное превышение энергии возбуждения ядра  $^{181}\text{Re}$  энергии связи около 4-5 МэВ, вероятность распада по нейтронному каналу резко уменьшается, и распад происходит с вылетом гамма-квантов. Это связано с тем обстоятельством, что при энергии альфа-частиц 45 МэВ в ядро вносится большой угловой момент, так что среднее значение спина составного ядра  $\bar{J}=16$ . Нейтроны, испаряющиеся на первых этапах, имеют среднюю энергию  $E_n=1,5-2,5$  МэВ, т.е. уносят малый угловой момент, и остаточное ядро после вылета четвертого нейтрона имеет средний угловой момент  $\bar{J}=14$ . Вероятность вылета нейтрона с энергией в несколько мегаэлектрон-вольт, уносящего угловой момент  $l \sim 10$ , пренебрежимо мала, поэтому распад происходит, в основном, по радиационному каналу. Эти качественные рассуждения иллюстрируются результатами, представленными в табл. 2, где приведены интегральные выходы для всех конкурирующих каналов распада на каждом этапе каскада, а также полный интегральный выход. Начиная с четвертого этапа каскада выходы гамма-квантов резко возрастают /приблизительно на два порядка/ по сравнению с предыдущим шагом, а на пятом они становятся преобладающими. В результате суммарный выход гамма-квантов оказывается весьма значитель-



Таблица 2

Интегральные выходы для всех конкурирующих каналов на каждом этапе каскада

№ шага	Канал распада				
	$n$	$\rho$	$E_1$	$E_2$	$\alpha$
1	$2,127 \cdot 10^3$	$7,461 \cdot 10^{-1}$	$3,192 \cdot 10^{-1}$	$1,950 \cdot 10^{-1}$	4,066
2	$2,119 \cdot 10^3$	1,10	1,764	$8,205 \cdot 10^{-1}$	6,592
3	$2,118 \cdot 10^3$	$1,179 \cdot 10^{-1}$	3,852	$9,762 \cdot 10^{-1}$	$5,673 \cdot 10^{-1}$
4	$1,380 \cdot 10^3$	$3,532 \cdot 10^{-2}$	$3,699 \cdot 10^3$	$4,359 \cdot 10^2$	$9,985 \cdot 10^{-1}$
5	$1,762 \cdot 10^1$	$4,566 \cdot 10^{-1}$	$3,383 \cdot 10^3$	$3,510 \cdot 10^2$	$3,902 \cdot 10^{-6}$
	$7,762 \cdot 10^3$	2,00	$7,088 \cdot 10^3$	$7,890 \cdot 10^2$	$1,222 \cdot 10^1$

ным - такого же порядка, что и выход нейтронов. Экспериментальные радиационные ширины для дипольных переходов были взяты из работы /21/, для квадрупольных переходов ширины брались на порядок меньше, чем для дипольных. В расчетах учитывалось наличие ираст-уровней, энергия которых определялась выражением

$$E_J = (J + 1/2)^2 / 2\sigma^2 + \delta. \quad /15/$$

Такое усиление радиационных переходов не может получить объяснений в подходах, не учитывающих явно влияния углового момента. Однако приближенные соотношения типа /1/ продолжают широко использоваться при анализе экспериментальных данных. Поэтому интересно оценить возможные различия в извлекаемых параметрах, получаемых с использованием точной теории и приближенных методов.

На рис. 3 на основе соотношения Вайскопфа /1/ проводится традиционный анализ спектров нейтронов в реакции  $(\alpha, xn)$  для каждого этапа испарительного каскада. Отношение  $\ln \frac{N(E)}{E \sigma_c(E)}$  - линейная функция энергии вылетающего нейтрона как для каждого этапа каскада, так и для всего суммарного спектра, несмотря на то, что для плотности уровней использовалась модель ферми-газа с набором параметров /4/ из табл. 1. По наклону этих прямых была определена ядерная температура для остаточных ядер после испускания 1, 2, 3 и четвертого нейтрона, которая оказалась равной 1,2; 0,97; 0,8 и 0,52 МэВ соответственно.

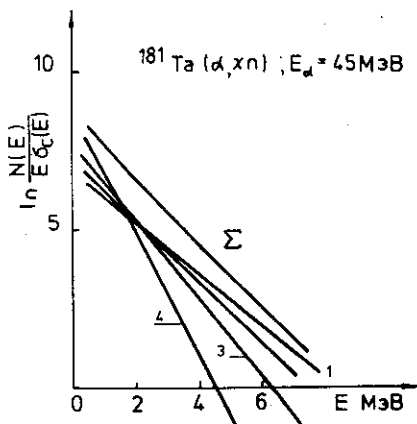


Рис. 3. Анализ спектров нейтронов на основе соотношения Вайскопфа /1/ для каждого этапа испарительного каскада. Соответствующие ядерные температуры  $T_1 = 1,2$  МэВ,  $T_2 = 0,97$  МэВ,  $T_3 = 0,8$  МэВ,  $T_4 = 0,52$  МэВ,  $T_5 = 1,0$  МэВ.

Это означает, что приближение постоянной температуры можно использовать для каждого отдельного спектра, но в процессе снятия возбуждения ядерная температура меняется почти в 2,5 раза.

Ядерная температура для суммарного спектра равна 1,0 МэВ, совпадая с ядерной температурой после вылета второго нейтрона. Такое изменение ядерной температуры в процессе каскадного испарения нейтронов оказывается более сильным, чем можно было ожидать по оценкам в модели ферми-газа.

Уже долгое время для описания спектров частиц в реакциях с участием высоковозбужденных ядер, когда становится возможным вылет нескольких частиц, используется полученное Лекутером /22/ выражение для суммарного спектра испущенных частиц. Это выражение, выведенное для случая, когда испаряется большое число частиц, применялось и тогда, когда вылетали только две частицы, т.е. в реакциях  $(n, 2n)$ ,  $(p, 2p)$  и т.д. /23/.

В формуле Лекутера совершенно не учитывался угловой момент. До сих пор не было сделано никаких оценок, насколько все эти обстоятельства влияют на извлекаемые из опыта параметры. В данной работе были рассчитаны спектры нейтронов в реакциях  $^{181}\text{Ta}(\alpha, xn)$  при  $E_\alpha = 45$  МэВ для различных наборов параметров с точным учетом углового момента на основе соотношений /9/-/14/. Затем полученные спектры обрабатывались по формуле Лекутера:

$$N(E_n)dE_n = \text{const} \cdot E_n^{5/11} \cdot \sigma_c(E_n) \exp \left\{ - \frac{12}{11} \frac{E_n}{T_L} \right\}, \quad /16/$$

где  $E_n$  - энергия нейтрона,  $\sigma_c(E_n)$  - сечение обратного процесса,  $T_L$  - температура остаточного ядра после испарения первого нейтрона. Определив из наклона  $\ln \frac{N(E_n)}{E_n^{5/11} \sigma_c(E_n)}$  в зависимости от  $E_n$  температуру  $T_L$ , можно найти параметры плотности

уровней из соотношений /8/, если величина энергии спаривания известна, и сравнить с исходными данными, заложенными в точный расчет. Однако, поскольку показатель степени  $n$  в /8/, зависящий от числа участвующих моментов, является при таком анализе неопределенным, то следует оценить обусловленный этим возможный разброс значений параметров.

Кроме того, известно, что параметр плотности уровней может заметно зависеть от энергии возбуждения из-за оболочечных эффектов и наличия парных корреляций, особенно для околомагических ядер. Чтобы промоделировать такую ситуацию, были выбраны несколько вариантов расчетов, в которых параметры плотности уровней менялись на разных этапах каскада. Поскольку соотношение /16/ не является строгим, то и наклон

$$\ln \frac{N(E_n)}{E_n^{5/11} \sigma_c(E_n)}$$
 меняется на разных участках спектра. Это означает, что извлекаемые с помощью такого анализа параметры будут зависеть от того, на каком участке спектра они определялись. В табл. 3 приведены результаты расчетов для различных наборов исходных параметров. В первой колонке приведены параметры плотности уровней и энергии спаривания, использованные для расчетов в нейтронном канале. Во второй и третьей колонках даны энергетические интервалы и ядерные температуры, определенные в этих интервалах; в четвертой, пятой и шестой колонках приведены параметры плотности уровней для разных показателей  $n$  предэкспоненциального множителя в выражении для плотности уровней. Из таблицы видно, что в тех случаях, когда параметры плотности уровней зависят от энергии /меняются в процессе каскада/, ядерные температуры, а следовательно, и параметры плотности уровней могут сильно отличаться в зависимости от того, на каком участке спектра они определялись, а также от показателя  $n$  в /8/. Из приближенного анализа по формулам /8/ и /16/ можно получить параметры  $a$ , близкие к исходным, варьируя значение  $n$ . Наиболее близкие значения к заложенным исходным данным первого типа, как правило, извлекаются из жесткой части спектра испарения  $\Delta E_n = 5 \div 8$  МэВ. Однако в этой области энергий значительный вклад дают неравновесные процессы, процедура их отделения связана с большими ошибками. В нижней части таблицы приведены результаты для экспериментального спектра. Извлеченные параметры подвержены значительным вариациям. Аналогичный анализ был проведен для реакции  $^{181}\text{Ta}(p, xn)$  при  $E_p = 22$  МэВ. На рис. 4 вместе с экспериментальными данными представлены результаты расчетов для двух различных наборов параметров, которые неплохо описывают экспериментальные спектры, проинтегрированные по углам /14/. Светлыми кружками показаны полные спектры, тем-

Таблица 3

Сравнение параметров плотности уровней, определенных по формуле Лекутера /16/ для различных участков спектров и показателя  $n$  в /8/, с исходными данными, использованными при точном расчете

Исходные данные	$\Delta E_n$ МэВ	$T_I$ МэВ	$\alpha_n$ МэВ <sup>-1</sup>		
			$n=1$	$n=5/4$	$n=2$
$\alpha_i = 24,20,18,16,12$	1+8	1,26	21,8	22,3	23,6
$\delta_i = -0,01$	1+4	1,29	20,8	21,3	22,6
	5+8	1,216	23,3	23,7	25,1
$\alpha_{1-5} = 18,0; -0,8$ 24,4; 24,3;	1+8	1,32	20,1	20,5	21,7
	1+4	1,20	24,1	24,6	26,0
$\delta_{2-5} = 24,2; 24,0$	5+8	1,40	17,8	18,2	19,4
	1+8	1,56	14,3	14,7	15,8
$=12,3; =0$ 24,4; 24,3;	1+4	1,31	19,9	20,4	21,8
	5+8	1,77	10,8	11,2	12,1
$=24,2; 24,0$	1+8	1,39	18,3	18,7	20,0
	1+4	1,10	28,4	28,9	30,4
$\delta_i = -0,8$	5+8	1,36	18,8	19,2	20,4
	1+8	1,23	22,8	23,3	24,6
$\delta_i = 0$	1+4	1,10	28,4	28,9	30,4
	5+8	1,36	18,8	19,2	20,4
эксперимент					

ными - вклад равновесной компоненты. Результаты анализа для этих двух кривых вместе с исходными данными в нейтронном канале для каждого этапа испарительного каскада представлены в табл. 4.

Для второго набора исходных данных был проведен расчет с другим значением энергии спаривания  $\delta = 1,0$  МэВ. Видно, что результаты заметно отличаются для разных значений показателя. Кроме того, как отмечалось в работе /12/, традиционный анализ на основе соотношения Вайскопфа /1/ дает отрицательный знак производной  $\frac{da}{d\delta}$ , тогда как при точном анализе знак  $\frac{da}{d\delta}$

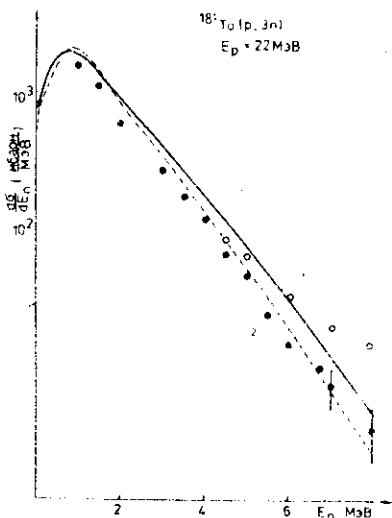


Рис. 4. Спектры нейтронов в реакции  $^{181}\text{Ta}(p, xn)$  при энергии протонов  $E_p = 22$  МэВ, рассчитанные с двумя наборами параметров плотности уровней, приведенными в табл. 4, и экспериментальные данные /14/. Светлые кружки – полный спектр, темные – вклад равновесной компоненты.

всегда положителен, что обеспечивает постоянную плотность уровней при данной энергии. Аналогичная зависимость наблюдается и в нашем случае /2-я и 3-я строки в табл. 4/. В таблице приведены также параметры, извлеченные из эксперимента в работе /14/. В табл. 5 представлены результаты аналогичного анализа для реакции  $^{238}\text{U}(n, 3n)$  при энергии нейтронов  $E_n = 14$  МэВ. Параметры расчетов брались на основе систематики /6/. Мы видим, что, как и в предыдущих случаях, определяемые параметры существенно зависят как от области их определения, так и от показателя  $n$ . Следует также отметить, что для области ядер в районе  $^{238}\text{U}$  прямые процессы дают заметный вклад уже при энергиях нейтронов около 4 МэВ.

Таблица 4

Сравнение параметров плотности уровней точного расчета и приближенного анализа /16/ для реакции  $^{181}\text{Ta}(p, xn)$ ,  $E_p = 22$  МэВ

Исходные данные в нейтронном канале	$\Delta E_n$ МэВ	$T_L$ МэВ	$a$ МэВ <sup>-1</sup>		
			$n=1$	$n=5/4$	$n=2$
$a = 20,19; 20$ $\delta = -0,4; 0,4; -0,4$	1+8	1,055	20,1	20,5	22,6
$a = 24,0; 24,0; 24,0$ $\delta = -0,4; 0,4; -0,4$	1+8	0,96	23,5	24,2	25,8
$a = 24,0; 24,0; 24,0$ $\delta = +1,0$	1+8	0,96	22,1	22,6	24,3
Эксперимент /14/		1,03	-	$20,01 \pm 0,63$	$21,6 \pm 0,68$

Таблица 5

То же, что и в табл.3,4 для реакции  $^{238}\text{U}(n, xn)$  при  $E_n=14$  МэВ

Исходные данные в нейтронном канале	$\Delta E_n$ МэВ	$T_L$ МэВ	МэВ <sup>-1</sup>		
			$\eta=1$	$\eta=5/4$	$\eta=2$
$\alpha = 25,0; 24,4; 24,6$	1+7	0,80	23,0	23,6	25,6
$\delta = 0,4; -0,25; 0,4$	1+4	0,83	21,3	21,8	24,0
	4+7	0,76	24,5	26,0	28,0

### 3. ВЫВОДЫ

Проведен теоретический анализ спектров в реакциях с вылетом нескольких частиц:  $^{181}\text{Ta}(\alpha, xn)$  при энергии альфа-частиц  $E_\alpha = 45$  МэВ,  $^{181}\text{Ta}(p, xn)$  при энергии протонов 22 МэВ и  $^{238}\text{U}(n, 3n)$  при энергии налетающих нейтронов  $E_n = 14$  МэВ. Расчеты проводились в модели каскадного испарения нейтронов с точным учетом углового момента и конкуренции с распадом по радиационному каналу, а также с вылетом протонов и альфа-частиц. В рамках единого подхода удается хорошо описать экспериментальные данные по спектрам нейтронов в реакциях  $(\alpha, xn)$  и  $(p, xn)$  на  $^{181}\text{Ta}$ . Полученные спектры анализировались на основе приближенного соотношения Лекутера /15/, откуда определялась ядерная температура, а затем параметр плотности уровней из уравнения /8/ для остаточного ядра после испарения первого нейтрона. Показано, что извлекаемые параметры зависят от того, на каком участке спектра определяются; для некоторых наборов исходных данных они могут довольно сильно отличаться. Как правило, наиболее близкими к исходным получаются параметры, извлекаемые из жесткой части спектра. Значения параметров заметно меняются также в зависимости от величины  $n$ , связанной с предэкспоненциальным множителем в выражении для плотности уровней. Значения параметров, совпадающие с исходными данными, можно получить, варьируя  $n$ . Однако для разных наборов исходных данных и разных реакций эти значения  $n$  разные.

Таким образом, можно сказать, что использование для анализа спектров испарения упрощенных приближений /1/, /15/ может дать ошибочные значения параметров плотности уровней. Для точного определения этих параметров необходимо применять теорию, в которой угловой момент учитывается строго, а также используется соответствующая спиновая зависимость плотности уровней.

Показано, что из-за влияния углового момента вклад радиационного канала резко возрастает, особенно на последних этапах испарительного каскада, где он становится преобладающим.

Авторы признательны Б.Нильссону за предоставление программы GROGI-2, Н.Ю.Шириковой и О.В.Груше за помощь при проведении расчетов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ericson T. Adv. in Phys., 1960, v. 9, p. 425.
2. Игнатюк А.В., Шубин Ю.Н. ЯФ, 1968, 8, с. 1135.
3. Шубин Ю.Н. ЭЧАЯ, 1974, том 4, вып. 5, с. 1023.  
Ignatyuk A.V., Stavinsky V.S., Shubin Yu.N. Nuclear Data for Reactor IAEA, Vienna, 1970, v. 2, p. 885.
4. Gilbert A., Cameron A.G.W. Can.J.Phys., 1965, 43, p. 1446.
5. Gadioli E., Zetta L. Phys.Rev., 1968, 167, p. 1016.
6. Dilg W. et al. Nucl.Phys., 1973, A217, p. 269.
7. Мальшев А.В. Плотность уровней и структура атомных ядер. М., Атомиздат, 1969.
8. Weiskopf V.F. Phys.Rev., 1937, 52, p. 295.
9. Hauser W., Feshbach H. Phys.Rev., 1952, 87, p. 366.
10. Ericson T., Strutinsky V.M. Nucl.Phys., 1958, 8, p.284.  
Douglas A.C., McDonald N. Nucl.Phys., 1959, 13, p. 382.
11. Vonach H.K., Huizenga J.R. Phys.Rev., 1966, 149, p. 844.
12. Lu C.C., Var L.C., Huizenga J.R. Nucl.Phys., 1972, A190, p. 229.
13. Grimes S.M. et al. Phys.Rev., 1974, C10, No. 6, p. 2373.
14. Бирюков Н.С. и др. Препринт ФЭИ-941, 1979.
15. Gilat J. BNL-50246 (T-580), 1970.
16. Thomas T.D. Phys.Rev., 1959, 116, p. 703.
17. Wilmore D., Hodgson. Nucl.Phys., 1964, 55, p. 673.
18. Perey F.G. Phys.Rev., 1963, 131, p. 745.
19. Huizenga J.R., Igo G. Nucl.Phys., 1962, 29, p. 462.
20. Mattauch J.H.E., Thiele W., Wapstra A.H. Nucl.Phys., 1965, v. 67, No. 1.
21. Захарова С.М., Шубин Ю.Н. Ядерные константы, вып. 7, ЦНИИАТОМИНФОРМ, М., 1971.
22. Le Couteur K.J., Lang D.W. Nucl.Phys., 1959, 13, p. 32.
23. Caner M., Segev M., Yifith S. Nucl. Science and Engineering, 1976, 59, p. 395.

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 декабря 1980 года.